Geschwindigkeitsverluste langsamer Kanalstrahlen beim Durchgang durch feste Körper

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

einer Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Eberhard Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

WILHELM REUSSE

aus Kassel

Druck von Edmund Pillardy, Kassel

1932.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Der Tag der mündlichen Prüfung ist der 2. Juni 1932.

Referenten sind Prof. Dr. Geiger und Privatdozent Dr. Gerthsen.

Meinen lieben Eltern

Übersicht

§ 1 Einleitung 5
§ 2 Beschreibung der Apparatur 7
§ 3 Erzeugung der Kanalstrahlen 8
§ 4 Prüfung des Zählers 12
§ 5 Herstellung der Folien 15
§ 6 Ausführung und Ergebnisse der Messungen . . 15
Zusammenfassung 19
Anmerkungen 23

§ 1.
EINLEITUNG.

Das Studium der Wechselwirkung zwischen korpuskularen Strahlen und durchstrahlter Materie hat weitgehende Kenntnisse über die Struktur des Atombaus vermittelt. Gibt die Streuung Aufschlüsse über den Einzelprozeß des Zusammenstoßes zwischen Strahlteilchen und Atomkern und die dabei stattfindenden quantitativen Beziehungen, so ist das Studium des Ionisationsvermögens und der Energieverluste in der Lage, Gesetzmäßigkeiten zu klären, die die Wechselwirkung zwischen Strahlteilchen und Atomelektronen beherrschen.

Die besondere Eigenschaft der Kanalstrahlen, bezüglich Masse und Geschwindigkeit überaus vielseitige Variationsmöglichkeiten zu bieten, läßt es besonders naheliegend erscheinen, gerade diese zu Messungen im angegebenen Sinne auszuwerten.

Ältere Messungen über Geschwindigkeitsverluste von Kanalstrahlen wurden von Königsberger und Kutschewsky [1]) ausgeführt. Der Nachweis der Strahlen geschah mit Hilfe des Phosphoreszenzschirmes und der photographischen Platte, die Definition ihrer Geschwindigkeiten erfolgte in einem Magnetfeld. Ein Geschwindigkeitsverlust konnte nach dem Durchgang durch Gase bis zu Drucken von $5 \cdot 10^{-2}$ mm Hg nicht festgestellt werden. Versuche mit einer Aluminiumfolie von etwa 200 mμ Dicke ergaben lediglich, daß sowohl positive wie neutrale Teilchen die Folie durchsetzten. Dagegen war es auch hier unmöglich, Geschwindigkeitsverluste zu messen, weil das Aufleuchten des Schirmes zu diffus wurde.

Weitere Messungen wurden von R. v. Traubenberg und Hahn [2]) ausgeführt und zwar an Goldfolien. Es ergab sich, daß ein Austritt geladener Teilchen erst bei Spannungen oberhalb 7000 Volt erfolgte, während meßbare Geschwindigkeitsverluste auch hier nicht festgestellt werden konnten.

In einer Arbeit neueren Datums untersucht Jakowlew [3]) die Absorption der Kanalstrahlen in festen Körpern. Zur Grundlage seiner Messungen macht er die schon von W. Wien [4]) ausgesprochene Annahme einer durch ein Exponentialgesetz beschreibbaren Beziehung zwischen Intensität und durchstrahlter Schichtdicke

$$J = J_0 e^{-\alpha x}$$

findet aber keinen einheitlichen Absorptionskoeffizienten.

Die gleiche Annahme, daß die Absorption der Kanalstrahlen durch Ausscheiden aus dem Bündel ohne Energieverluste erfolge, liegt einer Methode zur Messung der Kanalstrahlenabsorption in Gasen zugrunde, welche von Law und Mutch [5]) angegeben ist. Da die Messungen jedoch zu Resultaten führen, welche mit dieser Grundannahme in Widerspruch stehen, leiten die Autoren aus ihren

Beobachtungen die Folgerung ab, daß die Teilchen auf ihrer ganzen Bahn in Gase eine allmähliche Energieabnahme erleiden. In der Tat gehen die quantitativen Angaben der Arbeit schon bezüglich der Größenordnung vollkommen fehl.

Ganz allgemein kann zu den zitierten Arbeiten gesagt werden, daß die modernen Anschauungen über den Einzelprozeß beim Stroß korpuskularer Strahlen deren Methodik nicht mehr rechtfertigen. Der Vorgang der Absorption ist bedingt durch zwei verschiedene Prozesse, nämlich einmal durch Streuung über große Winkel, außerdem aber durch Energieverluste der stoßenden Teilchen. Es ist also prinzipiell möglich, aus Einzelbeobachtungen solcher Art und entsprechende Integration Schlüsse über die Abnahme der Intensität mit der Schichtdicke zu ziehen. Außerdem aber vermittelt die getrennte Beobachtung beider Vorgänge viel sicherere Kenntnisse über den Austauschvorgang zwischen Strahlteilchen und Materie, als es die summarische Erfassung bei den Absorptionsmessungen vermag.

Messungen über die Streuung von H-Kanalstrahlen sind unter Anwendung moderner Meßmethoden von Gerthsen [6]) ausgeführt worden, solche über Energieverluste daran anschließend von Eckardt [7]). Die mit Zelluloid als Absorptionsmaterial von Eckardt ausgeführten Messungen ergaben scharf definierte Geschwindigkeitsverluste:

$$\Delta v = c\,\sigma,$$

wobei σ die Foliendicke und c eine Materialkonstante ist.

Außerdem zeigte sich bei gleicher Foliendicke lineare Abhängigkeit der Energieverluste von den Gechwindigkesiten

$$\Delta E = av\text{-}b.$$

Das Resultat der Arbeit steht im Einklang mit älteren Messungen von Bärwald [8]) und solchen neueren Datums von Gerthsen [9]) über das Ionisierungsvermögen der Kanalstrahlen, die in guter Übereinstimmung ergaben, daß die differentielle Ionisation mit der Energie der Teilchen zunimmt. Diese Feststellung ist identisch mit der Aussage, daß man sich bei den Kanalstrahlen im absteigenden Ast der Braggschen Kurve befindet.

Im Gebiete niederer Geschwindigkeiten, d. h. im Bereich von etwa 4 bis 12 KV liegen Messungen an Kanalstrahlen nicht vor. Der Grund dafür liegt in der Schwierigkeit der Erzeugung genügender Strahlintensitäten im fraglichen Bereich. In der vorliegenden Arbeit wurde nun eine Methode ausgearbeitet, Kanalstrahlen der angegebenen Energien in genügender Intensität zu erzeugen. Außerdem wurden durch Anwendung der bekannten Zählmethoden weitgehend quantitative Angaben ermöglicht und so die Grundlagen für die geplanten Messungen geschaffen. Es wurden die Energieverluste der H-Kanalstrahlen im Geschwindigkeitsbereich von 4 bis 12 KV beim Durchgang durch Zelluloid bestimmt.

Theoretische Ansätze zu diesem Problem liegen nicht vor. Eine moderne Theorie [10]), die unter Berücksichtigung der Wellenmechanik vorgeht, existiert nur für schnelle Korpuskularstrahlen, ist also für das vorliegende Problem nicht verwertbar.

§ 2.
BESCHREIBUNG DER APPARATUR.

Die Apparatur, die zu den endgültigen Messungen verwendet wurde (Fig. 1), entspricht im Prinzip derjenigen Eckardts. Die das Rohr verlassenden

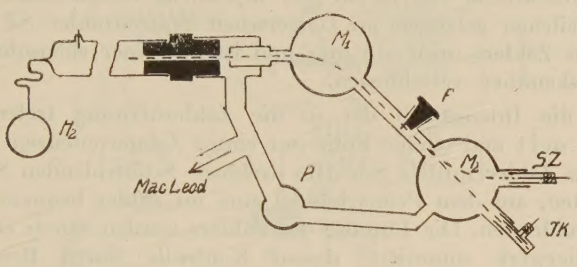

Fig. 1: Schema der Apparatur

Teilchen treten in die Magnetkammer M_1 ein, wo sie zur Vorauflösung um 45° abgelenkt werden. Die Kammer ist kreisrund, besitzt einen Durchmesser von 80 mm und ein Interferrikum von 3 mm.

In dem für die Messungen benötigten Bereich besteht vollkommen lineare Abhängigkeit zwischen Spulenstrom und Feldstärke. Letztere gestattet Berechnung der jeweils vom Magneten ausgesiebten Geschwindigkeiten.

Nach erfolgter Vorauflösung durchfliegen die Teilchen die geerdete Blende B_1 (5 mm) (Fig. 2) und den Lochkäfig LK (1 mm), um dann die

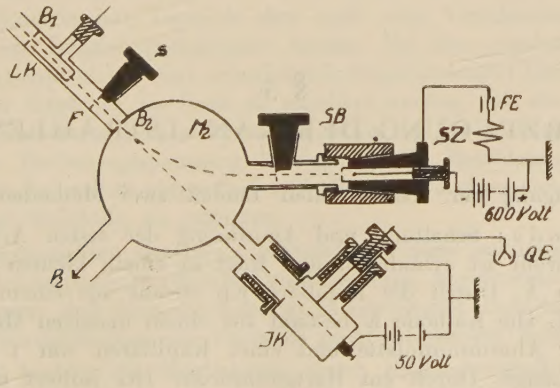

Fig. 2: Meßkammer

Meßfolien zu treffen. Zu jedem Meßgang konnten drei Folien eingesetzt werden, der Schliff S erlaubte, sie nacheinander in den Strahlengang zu schwenken. Vor Eintritt in die Meßkammer erfolgte die endgültige Definition des

Strahles durch die Blende B_2 von 1 mm Weite aus Al-Folie von ca 0.05 mm Stärke. Form und Dimensionen der Meßkammer entsprechen ganz denjenigen der Auflösungskammer. Am Stutzen P_2 saugt dieselbe Pumpe wie an P_1 (vgl. Fig. 3, § 3). Im geraden Strahlengang am Ende der Meßkammer ist eine Ionisationskammer JK angebracht, ihre vordere Öffnung beträgt 6 mm, sie ist mit einer Zelluloidfolie von ca 60—80 mμ Dicke verschlossen. Die um 45^0 abgelenkten Teilchen gelangen im Geigerschen Spitzenzähler SZ zur Zählung. Die Blende des Zählers mißt 1,5 mm und ist mit einer ebensolchen Folie wie die Ionisationskammer verschlossen.

Da sich die Intensitäten der in die Zähleröffnung tretenden Teilchen bei Messungen m i t und o h n e Folie um einige Zehnerpotenzen unterscheiden, waren vor dem Zähler mittels Schliffes drehbare Schutzblenden SB angebracht, die es gestatteten, aus dem Primärbündel eine im Zähler bequem registrierbare Intensität auszublenden. Die Impulse des Zählers werden durch ein elektromagnetisches Addierwerk summiert, dessen Kontrolle durch Beobachtung des Fadenelektrometers FE erfolgte. Lochkäfig und Ionisationskammer wurden entsprechend den Versuchsbedingungen zur Dosierung des Strahles wechselweise mit einem Paschenschen Quadrantenelektrometer verbunden. Zwecks bequemer Justierung waren Kammern und Entladungsrohr durch bewegliche Tombakschläuche miteinander verbunden.

Die Homogenität der in die Meßkammer gelangenden H-Teilchen bezüglich ihrer Geschwindigkeit ist eine Funktion der geometrischen Bedingungen in der Apparatur. Im vorliegenden Falle treten in die Meßkammer die vom Auflösungsmagneten in einen Winkelbereich von $45^0 \pm \Delta\varphi$ gesandten Teilchen, wo $\Delta\varphi$ einen Wert von 22' hat. Daraus folgt [11]), daß die Geschwindigkeit des in die Meßkammer eintretenden Strahles bis auf 1 Prozent definiert ist.

§ 3.

ERZEUGUNG DER KANALSTRAHLEN.

Zur Erzeugung der Kanalstrahlen fanden zwei Methoden Anwendung:

1. M e t h o d e: Schaltung und Anordnung der ersten Art gibt Fig. 3. Das Entladungsrohr ist zylindrisch und trägt in einem kleinen seitlichen Ansatz die Anode A. Durch die Kapillare Kp strömt aus einem Vorratsgefäß der Wasserstoff. Die Kathode K bestand aus einem massiven Messingklotz mit aufgeschraubter Aluminiumplatte und einer Kapillaren von 1 mm Bohrung und 20 mm Länge. Durch ein Hartgummirohr HG isoliert und auf dieses stramm aufgepaßt schloß sich dann der Beschleunigungskörper B an mit einer auswechselbaren Blende von 1 mm Bohrung. Das Hartgummirohr trug eine seitliche Öffnung P_1, an der eine dreistufige, stählerne Diffusionspumpe über eine Kühlfalle angriff, in der mit flüssiger Luft oder einem Gemisch aus Kohlensäure und Azeton gekühlt wurde. Die Schaltung der Hochspannung

st die übliche. Vor der Anode liegt ein Schutzwiderstand R_1, die Kathode ist über einen zweiten hochohmigen Widerstand R_2 und ein Milliamperemeter MA geerdet. Dieses gestattet dauernde Kontrolle der Konstanz des Rohres.

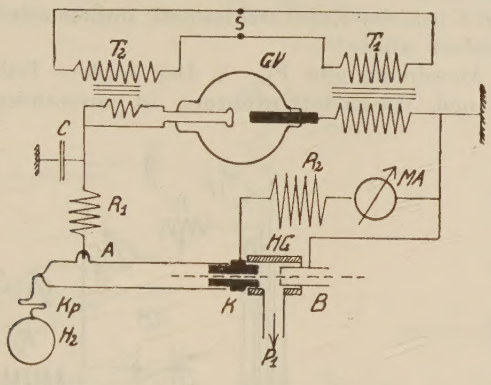

Fig. 3: Schaltung I

Die Vakuumverhältnisse, die in einem Mac-Leod-Manometer kontrolliert werden konnten, waren derart, daß trotz eines Druckes von etwa 10^{-2} mm Hg im Kanalstrahlrohr in der übrigen Apparatur ein Druck von fast 10^{-6} mm Hg herrschte.

2. Methode: Erfahrungsgemäß bedeutet eine Zunahme des Druckes in einem Kanalstrahlrohr Verbreiterung des Strahlenbündels und damit eine Verringerung der durch die zentrale Kathodenöffnung hindurchtretenden Gesamtkanalstrahlenintensität, zugleich aber auch eine Verschlechterung der Parallelität der im Bündel enthaltenen Atome. Bei der gegebenen Form der Entladungsröhre mußte, um eine ausreichende Strahlintensität hinter der Kathode zu erhalten, der Gasdruck im Rohr so reguliert werden, daß die zur Aufrechterhaltung der Entladung nötige Spannung 8 bis 10 KV betrug. Hinzu kommt noch, daß die Entladungsspannung kleiner als die Beschleunigungsspannung sein mußte, um bei reiner magnetischer Auflösung zu einer sicheren Trennung der Atome und Moleküle zu gelangen.

Um im untersuchten Geschwindigkeitsbereich diese Bedingung zu erfüllen, müßte die Betriebsspannung durch Druckerhöhung herabgesetzt werden. Dem steht aber entgegen, daß dann die Kanalstrahlenintensität nach der Monochromatisierung zur Durchführung der Versuche nicht ausgereicht hätte.

Prinzipiell besteht die Möglichkeit, durch Elektronenstoß nach der erstmalig von Dempster [12]) angewendeten Methode H-Strahlen ausreichender Intensität zu erzeugen, die den hinter der Kathode gemessenen Kanalstrahlströmen gleichkommen. Bei Vorversuchen in dieser Richtung zeigte sich jedoch, daß die bei der verwendeten Versuchsanordnung geforderte Parallelität des Bündels nicht erreichbar war.

Nun gelingt es aber, die Vorzüge der Kanalstrahlmethode auch bei kleinen Energien auszuwerten und zwar durch Hineinwerfen zusätzlicher Elektronen in den Entladungsraum unter Beibehaltung des geringen Druckes. Die Entladung kann so bei erheblich niederen Spannungen aufrecht erhalten werden, ohne daß dabei die Form des Kanalstrahlpinsels, insbesondere dessen Parallelität nachteilig verändert würde [13]).

Die benützte Anordnung gibt Fig. 4. Der vordere Teil des Entladungsrohres mit Anode und Wasserstoffzuführung ist unverändert gegenüber der

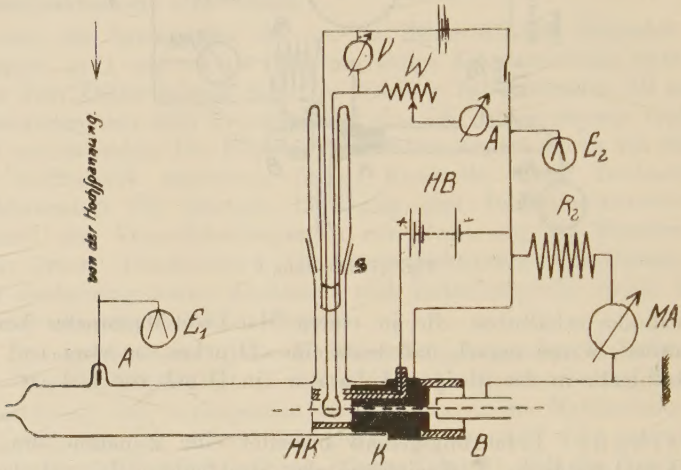

Fig. 4: Schaltung II

ersten Anordnung. Unmittelbar vor der Kathode trägt das Rohr einen seitlich angeblasenen Schliff S, der die Einführung eines Wolframdrahtes gestattet. Heizung erfolgt durch eine isoliert aufgestellte Batterie über einen Regulierwiderstand W und die Meßinstrumente V und A. Der Draht ragt in einen Raum, der einerseits von der Kathode K, andererseits von einer Aluminiumplatte HK, der Hilfskathode, gebildet wird. Letztere trägt eine zentrale Bohrung von 4 mm Weite, die der Draht im Abstand von 6 bis 8 mm schleifenförmig umschließt. Die Hilfskathode ist isoliert von K auf Glasstäben im Abstand von 3 cm vor K angeordnet. Glühdraht und Kathode liegen äquipotential am negativen Pol einer Batterie von 100 Volt Spannung, deren positiver Pol durch eine von K mittels Glas isolierte Zuleitung mit HK verbunden ist. Im übrigen liegt an der Anode wie bei Methode 1, positive Hochspannung, während die Kathode, über den Hochohmwiderstand R_2 geerdet ist.

Die am Rohr liegende Brennspannung ist mühelos in weitesten Grenzen durch die Glühemission des Drahtes zu beeinflussen. Es ist ohne weiteres möglich, den Kathodenfall auf einige hundert Volt herabzusetzen, wobei zu bemerken ist, daß die erreichbare Höchstbeeinflussung neben den elektrischen Be-

dingungen auch solchen geometrischer Art unterworfen ist. Versuche mit Wehneltblechen ergaben sehr unkonstante Verhältnisse, so daß von deren Verwendung abgesehen werden mußte.

Um die Vorzüge der Methode weitgehend auswerten zu können, wurde die Charakteristik des Rohres festgestellt. Die Figuren 5 und 6 geben darüber Auskunft:

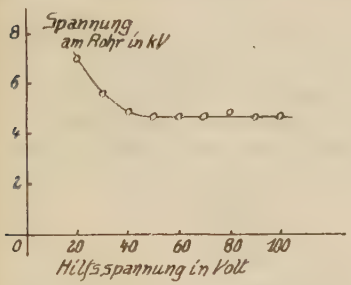

Fig. 5: Spannung am Entladungsrohr in Abhängigkeit von der Hilfsspannung

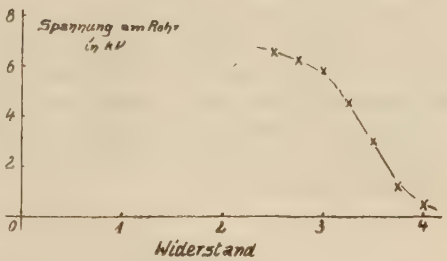

Fig. 6: Spannung am Entladungsrohr in Abhängigkeit von der Temperatur des Glühdrahtes

Bei dem Gasdruck einer normalen Kanalstrahlenentladung zeigt das am Rohr liegende Spannungsgefälle die zu erwartende Abhängigkeit von der die Elektronen beschleunigenden Hilfsspannung (Fig. 5). Zunehmende Hilfsspannung und damit gesteigerte Elektronenzufuhr bewirkt zunächst beträchtliche Abnahme der Brennspannung, bei etwa 50 Volt wird ein Sättigungswert erreicht.

Bei Fig. 6 ist umgekehrt die Hilfsspannung konstant auf 100 Volt gehalten, während die Glühtemperatur des Fadens variiert wird. Auf der Abszissenachse ist der Widerstand des Heizfadens abgetragen, den man in erster Näherung als Maß für die Temperatur betrachten darf. Die beträcht-

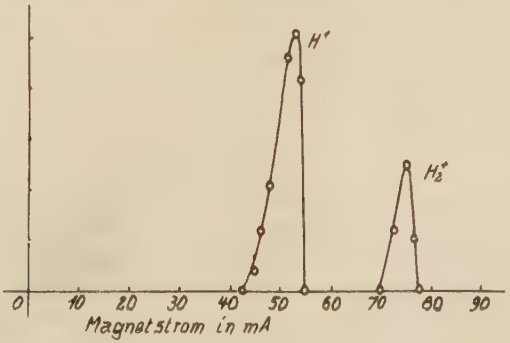

Fig. 7: Verteilungskurve des ersten Magneten bei Anwendung der Glühdrahtmethode (Gesamtspannung 6,1 KV)

liche Abnahme der Betriebsspannung mit steigender Temperatur ist unverkennbar.

Man sieht also, daß die beschriebene Methode es gestattet, die Kanalstrahlenröhre bei beliebig niedrigen Spannungen zu brennen und damit Strahlen von den für die geplanten Messungen erforderlichen Energien zu schaffen.

Fig. 7 zeigt eine Verteilungskurve, wie sie die Apparatur bei Anwendung der Glühdrahtmethode liefert.

Das Verfahren kann ferner auch bei der Erzeugung von Kanalstrahlen h o h e r Energien wertvolle Dienste leisten. Um bei der Anwendung des Verfahrens der nachträglichen Beschleunigung eine möglichst saubere Trennung der einzelnen Gruppen zu erreichen, ist es von besonderer Wichtigkeit, die Spannung am Beschleunigungsfeld gegenüber derjenigen am Entladungsrohr möglichst hoch zu halten. Dazu bietet aber die Glühdrahtmethode einen außerordentlich bequemen Weg.

§ 4.
PRÜFUNG DES ZÄHLERS.

Maßgebend für die Realität der mit dem Spitzenzähler ausgeführten Messungen ist die Frage, ob und in welchem Bereich primärer Energien die Gesamtheit der auf die Blendenöffnung treffenden Teilchen zur Registrierung gelangt. Mit abnehmender Geschwindigkeit werden infolge der Streuung in der Zählerfolie immer größere Winkel vorherrschen, und damit wird eine Abnahme der in den Zählbereich eintretenden Teilchenzahl verbunden sein.

Beobachtungen in dieser Richtung liegen für Protonen bisher nicht vor. Lediglich für Elektronen findet sich in der Literatur eine Angabe, wonach oberhalb 4,5 KV die im Zähler beobachtete Teilchenzahl spannungsunabhängig ist [14]).

Um diese Frage auch für Protonen beantworten zu können, wurde folgendermaßen verfahren: Die im Magneten M (Fig. 8) homogenisierten

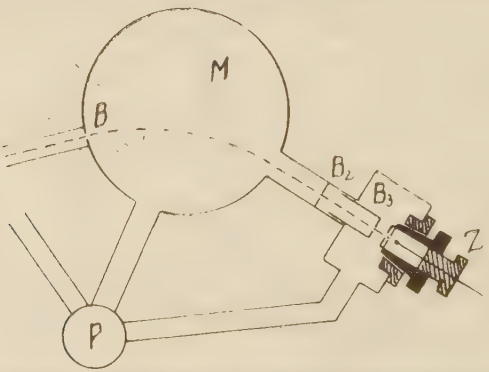

Fig. 8: Apparatur zur Prüfung des Zählers

Kanalstrahlen treten durch ein Blendensystem B_2 (1 mm), B_3 (0,4 mm) in den Spitzenzähler (vordere Öffnung 0,2 mm). B_3 ist geerdet, der Zähler kann auf negative Spannung gegen Erde gebracht werden, sodaß es möglich ist, Teilchen definierter Primärenergie durch beliebige Nachbeschleunigung zu beeinflussen und die dadurch bedingte Änderung der Teilchenzahl im Zähler festzustellen.

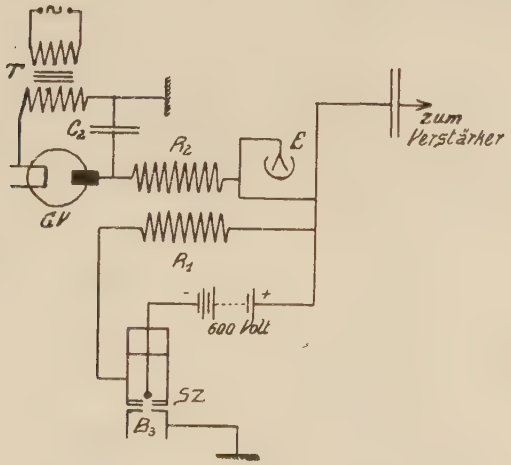

Fig. 9: Schaltung zu Fig. 8

Die Schaltung gibt Fig. 9. Die Zählerspannung wird von einer isoliert aufgestellten Batterie über einen Widerstand von etwa 10^{10} Ohm geliefert. Das Gehäuse des Zählers ist außerdem mit dem negativen Pol einer Hochspannungsanlage verbunden und über eine Kapazität C von 2000 cm mit Verstärker und Elektrometer gekoppelt. Die Hochspannung wird in der üblichen Weise erzeugt und gleichgerichtet. Das statische Voltmeter E erlaubt dauernde Kontrolle.

Fig. 10 gibt die Resultate. Sie zeigt, daß die Teilchenzahl oberhalb 8 KV bei den im allgemeinen benutzten Foliendicken von etwa 60 bis 80 mμ unabhängig von ihrer Energie wird. Der Sättigungswert verschiebt sich bei

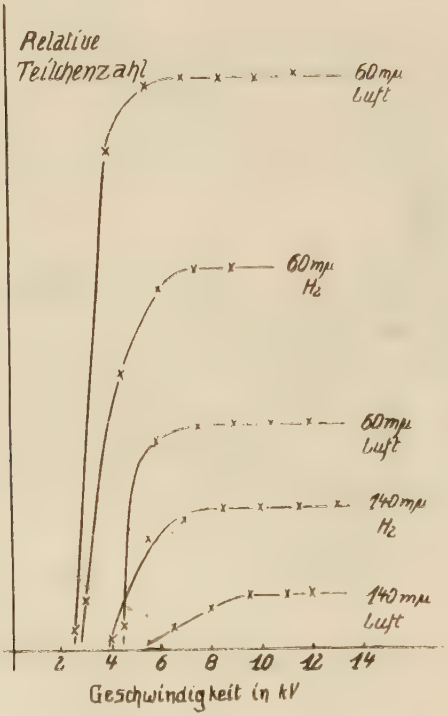

Fig. 10: Teilchenzahl des Zählers in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit Ordinatenhöhe der verschiedenen Kurven willkürlich und unvergleichbar.

stärkeren Folien nach höheren Energien, ein Unterschied bei verschiedener Gasfüllung des Zählers (es wurden Luft und Wasserstoff gemessen) war nicht feststellbar.

Bei der Auswertung der Kurven, die zur Messung der Energieverluste aufgenommen wurden (vgl. § 6), ist also im Bereich unterhalb 8 KV eine entsprechende Umrechnung der gemessenen Teilchenzahl vorzunehmen. Es zeigte sich, daß die dabei auftretende Verschiebung der Maxima unmerklich blieb, die gemessenen Werte also keiner Korrektur bedurften.

§ 5.

HERSTELLUNG DER FOLIEN.

Die Folien aus Zelluloid wurden in der bekannten Weise[15]) aus einer Lösung von Zelluloid in Amylazetat dargestellt. Unter Berücksichtigung der besonderen Anforderungen, denen die Meßmethode zu genügen hatte, war bei der Herstellung der Meßfolien folgendes zu beachten: Da der Bereich der Voltgeschwindigkeiten unterhalb 12 KV zu behandeln war, andererseits der Zähler auf Teilchen mit einer Voltgeschwindigkeit $< 2{,}5$ KV nicht mehr ansprach, war man auf die Verwendung sehr geringer Foliendicken angewiesen. Aus Extrapolationen der Messungen von Eckardt und eigenen orientierenden Beobachtungen ergab sich, daß Dicken > 60 mμ für die entscheidenden Messungen nicht in Frage kamen.

Zur Messung gelangten nur doppelte oder dreifache Häutchen, um Garantie für absolute Lochfreiheit zu haben. Die Dickenbestimmung erfolgte durch Differenzmessung, indem ein Teil der Meßfolie jeweils auf eine andere Folie mit Interferenzfarben aufgelegt und deren Farbumschlag festgestellt wurde. Die so aus einer Tabelle[16]) zu ermittelnde optische Dicke ist noch durch den Brechungsindex des Materials (1,5) zu dividieren, um die wahre Dicke zu ergeben.

§ 6.

AUSFÜHRUNG UND ERGEBNISSE DER MESSUNGEN

Die Messungen der Energieverluste wurden in der folgenden Weise vorgenommen: Die Feldstärke des ersten Magneten (M_1) wurde auf einen festen Wert eingestellt und damit ein bestimmter Energiebereich aus der das Rohr verlassenden Intensität ausgesiebt. Darauf wurde zuerst ohne, dann mit Folie im Strahlengang die Teilchenzahl im Spitzenzähler in Abhängigkeit vom

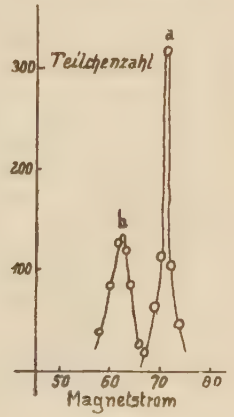

Fig. 11: Teilchenzahl im Spitzenzähler in Abhängigkeit vom Magnetstrom
a) ohne, b) mit Folie im Strahlengang
Foliendicke: 50 mμ
V = 10150 Volt, ΔV = 2150 Volt

Strom im Meßmagneten festgestellt. Die sich ergebenden Verteilungskurven zeigten jeweils für einen bestimmten Magnetstrom ein Maximum. Aus der Eichkurve des Magneten konnte die entsprechende Feldstärke abgelesen und aus ihr in bekannter Weise die Voltgeschwindigkeit der erfaßten Protonen berechnet werden. Dabei ist es besonders günstig, daß das Auflösungsvermögen des Magneten mit abnehmendem Feld zunimmt und zwar infolge der quadratischen Abhängigkeit zwischen Feldstärke und Geschwindigkeit.

Bei sämtlichen Messungen wurde die Teilchenzahl auf gleiche primäre Strahlintensität reduziert, die in der Ionisationskammer oder im Lochkäfig kontrolliert wurde.

In Fig. 11 ist ein Beispiel aus einer großen Anzahl aufgenommener Verteilungskurven dargestellt. Man sieht deutlich die Verschiebung des Maximums nach Durchgang durch die Folie, außerdem aber auch die Verbreiterung der Gesamtkurve als Ausdruck verstärkter Geschwindigkeitsstreuung.

Fig. 12 gibt die Verteilungskurven eines Strahles bei 6400 Volt und zwar bei verschiedenen Foliendicken. Sie zeigt, daß mit wachsender Foliendicke außer der Verminderung der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit (Verschiebung des Maximums) ein stärkeres Vorherrschen niederer Geschwindigkeiten resultiert.

Verteilungskurven dieser Art wurden entsprechend für verschiedene Kanalstrahlengeschwindigkeiten, aber mit gleicher Folie aufgenommen. Fig. 13 stellt die gemessenen Werte für eine Zelluloidfolie von 25 mμ Dicke dar.

Auf der Abszissenachse ist die Voltgeschwindigkeit der primären ungebremsten Teilchen, auf der Ordinatenachse die zugehörigen Energieverluste ΔE in KV abgetragen.

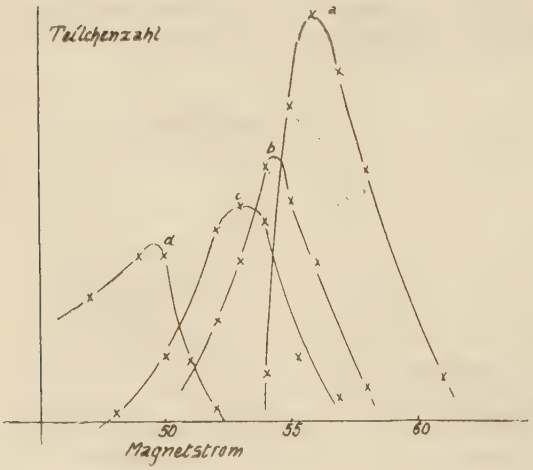

Fig. 12: Wie Fig. 11, aber mit verschiedenen Folien im Strahlengang
a) ohne Folie
b) Foliendicke: 25 mμ
c) Foliendicke: 40 mμ
d) Foliendicke: 55 mμ

Tab. 1 enthält die für verschiedene Folien gemessenen Werte, Fig. 14 deren graphische Darstellung nach Art der Fig. 13. Die Tendenz sämtlicher Kurven auf den Nullpunkt hin scheint unverkennbar.

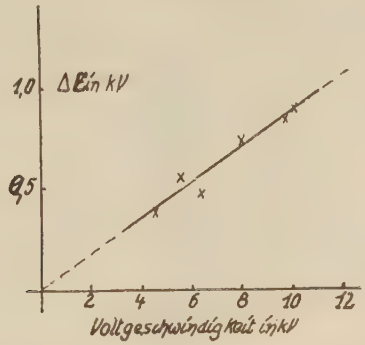

Fig. 13: Energieverluste in KV in Abhängigkeit von der Primärenergie bei gleicher Folienstärke (25 mμ)

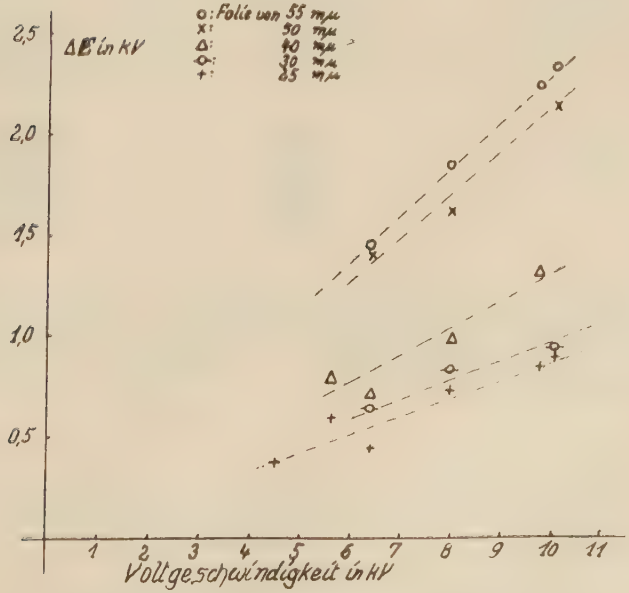

Fig. 14: Energieverluste der H-Kanalstrahlen in Zelluloid bei verschiedenen Energien

Tabelle I (zu Fig. 14)

Foliendicke in mμ	Voltgeschwindigkeit V	Energieverluste in Volt
25	4 520	370
	5 800	600
	6 420	440
	8 030	730
	8 030	730
	9 750	850
	10 100	900
30	6 420	630
	8 030	830
	10 150	950
40	5 600	790
	6 420	720
	8 030	980
	9 750	1 330
50	6 420	1 420
	8 030	1 610
	10 150	2 150
55	6 420	1 420
	8 030	1 850
	9 750	2 270
	10 200	2 380

Um Anschluß an die Eckardtschen Messungen zu erhalten, wurden auch zwei dickere Folien aus Zelluloid (180 und 125 mμ) bei höheren Energien (bis zu 25 KV aufwärts) durchgemessen. Fig. 15 zeigt, daß sich die gefundenen Werte zwanglos anschließen.

Die lineare Abhängigkeit der Energieverluste von den Voltgeschwindigkeiten, die aus den vorliegenden Messungen hervorgeht, bedeutet zugleich eine quadratische Abhängigkeit von den Lineargeschwindigkeiten. Fig. 16 zeigt einige der älteren Messungen von Eckardt zusammen mit einem Teil der eigenen Werte in entsprechender graphischer Darstellung. Während in den höheren Bereichen auf Grund des graphischen Bildes keine Entscheidung über lineare und quadratische Abhängigkeit möglich ist, zeigt sich bei tieferen Werten der Geschwindigkeiten deutlich die parabolische Form der Kurven.

Besser noch zeigt das in anderem Maßstab Fig. 17, die nur die eigenen Messungen unterhalb 12 KV (Tabelle 1) enthält.

Über die Dickenabhängigkeit der Energieverluste quantitative Aussagen zu machen, ist nicht möglich. Die Dickenbestimmung auf dem Wege optischer Schätzung (§ 5) ist nicht genügend genau. Immerhin deuten die vorliegenden Messungen darauf hin, daß die von Eckardt festgestellte Proportionalität der Geschwindigkeitsverluste mit den Dicken der Folien bei Zelluloid auch unterhalb 12 KV besteht.

ZUSAMMENFASSUNG.

1. Es wird eine Entladungsröhre beschrieben, welche bei einer Brennspannung von 2 KV noch Kanalstrahlen ergibt, die in Bezug auf Intensität und Parallelität mit solchen übereinstimmen, die Entladungsröhren bei zehnfachen Spannungen entstammen. Dies wird erreicht durch die Elektronenemission eines Glühdrahtes, der sich im Innern der Kathode befindet und

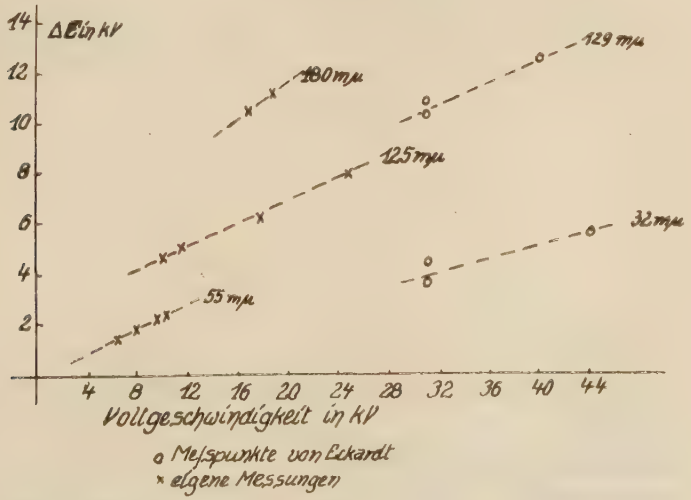

Fig. 15: Energieverluste bei höheren Energien

durch die zentrale Kathodenöffnung Elektronen in den Entladungsraum treten läßt. Die Röhre gestattet die Verwendung der zur Erzeugung monochromatischer Kanalstrahlen aus Gründen der experimentellen Einfachheit besonders geeigneten Wienschen Methode der nachträglichen Beschleunigung bis herab zu Strahlgeschwindigkeiten von 4 KV.

2. Mit dem angegebenen Kanalstrahlenrohr wurden die Energieverluste von Protonen zwischen 4 und 11 KV beim Durchgang durch Folien aus Zelluloid gemessen. Dabei zeigt sich, daß die Energieverluste mit dem Quadrat der Lineargeschwindigkeit zunehmen. Ältere Messungen von Eckardt fügen sich dieser Gesetzmäßigkeit ein.

3. Es wurde die Ökonomie des Spitzenzählers, mit dem die Messungen ausgeführt wurden, im behandelten Energiebereich geprüft. Dabei zeigt sich, daß der Zähler für H-Kanalstrahlen oberhalb 8 KV quantitativ zählt. Im Be-

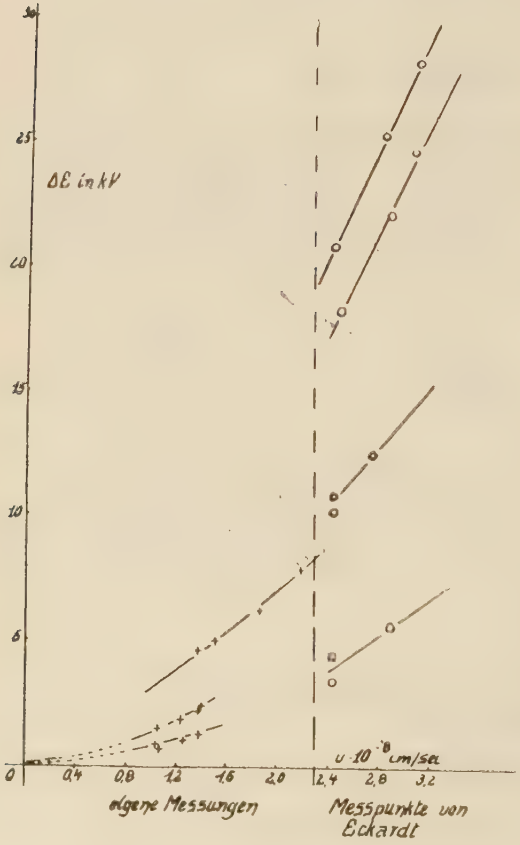

Fig. 16:
Energieverluste in Abhängigkeit von der Lineargeschwindigkeit

reich von 2,5 bis 8 KV wurde der Ergiebigskeitsfaktor als Funktion der Geschwindigkeit experimentell ermittelt.

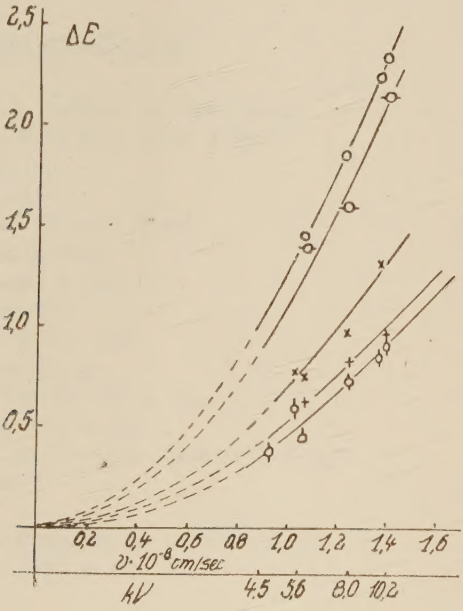

Fig. 17:
Energieverluste in Abhängigkeit von der Lineargeschwindigkeit

Dem Direktor des Physikalischen Instituts, Herrn Professor Dr. Geiger, danke ich für seine stets fördernde Anteilnahme an dieser Arbeit. Herrn Privatdozent Dr. Gerthsen schulde ich besonderen Dank für die Anregung zu der Arbeit und die wertvolle Hilfe, die er mir jederzeit gerne zuteil werden ließ.

Die Messungen wurden zum Teil mit Apparaten ausgeführt, die Herrn Professor Dr. Geiger von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt waren.

ANMERKUNGEN.

[1] J. Königsberger und J. Kutschewsky, Ann. d. Physik 37, 1912, S. 161.
[2] H. Rausch v. Traubenberg und J. Hahn, ZS. f. Ph. 9, 1922, S. 356.
[3] K. P. Jakowlew, ZS. f. Ph. 63, 1930, S. 114.
[4] W. Wien, Ann. d. Physik 23, 1907, S. 415.
[5] A. C. Law und G. Mutch, Phil. Mag. Vol. 10, 1930, S. 297.
[6] Chr. Gerthsen, Ann. d. Physik, 86, 1928, S. 1025.
[7] A. Eckardt, Ann. d. Physik V, Bd. 5, 1930, S. 401.
[8] H. Bärwald, Ann. d. Physik 65, 1921, S. 167.
[9] Chr. Gerthsen, Ann. d. Physik V, Bd.5, 1930, S. 657.
[10] H. Bethe, Ann. d. Physik V, Bd. 5, 1930, S. 325.
P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. Vol. 135, Nr. 826, S. 132.
[11] Chr. Gerthsen, Ann. d. Physik V, Bd. 3, 1929, S. 373.
[12] A. J. Dempster, Phil. Mag. 3, 1927, S. 115; Proc. Nat. Akad. 1925, S. 552.
[13] Lit. vgl. Hb. Geiger-Scheel, Bd. 14. 1927.
Hb. Wien-Harms, 13/3. 1929.
ferner: W. Kossel, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik Bd. 18, 1921, S. 326.
[14] G. Schneider, Ann. d. Physik V, Bd. 11, 931, S. 357.
[15] Dissertation Trenktrog, Kiel 1923.
[16] Vgl. Kohlrausch, Prakt. Phys. 8. Aufl. 1896.

Lebenslauf

Am 27. Januar 1907 wurde ich, Karl Wilhelm Reuße, als Sohn des Malermeisters Karl Reuße und dessen Ehefrau Dina geb. Most, in Kassel geboren. Von Ostern 1917 bis Ostern 1926 besuchte ich das Friedrichsgymnasium in Kassel. Anschließend studierte ich Physik, Chemie, Mineralogie und Mathematik an den Universitäten Göttingen, Bonn, Kiel und Tübingen. Mit der Ausführung dieser Arbeit war ich seit dem Sommersemester 1930 beschäftigt.